

УДК 534.2 551.596.1

© 1990 г.

А. М. Лернер, В. Е. Осташев, В. Е. Фридман

К ОБЪЯСНЕНИЮ АНОМАЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ

Обнаруженное в начале века явление аномального распространения звуковых волн в верхней атмосфере, порожденных мощными взрывами на поверхности земли, до сих пор не имело удовлетворительного объяснения. В статье показано, что одной из главных причин, приводящих к аномальному распространению звука, является нелинейная рефракция слабой ударной волны в стратосфере. Для модели стандартной атмосферы вычислены траектории слабых ударных волн и границы зоны аномальной слышимости, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Аномальное распространение звука в атмосфере в результате мощных взрывов на поверхности земли впервые было установлено Борне [1] в 1904 г. Из наблюдений, проведенных вначале Борне, а затем и многими другими учеными (см. цитируемую в [2–4] литературу), следовало, что звуковые волны от мощных взрывов, распространяющиеся под небольшими углами скольжения к горизонту, имеют на высотах z_n порядка 40–45 км точку поворота и вновь возвращаются к поверхности земли на значительных горизонтальных расстояниях от источника. Поэтому зона молчания, где звука от взрыва не слышно, начинающаяся с некоторого расстояния от места взрыва, обрывается новой зоной слышимости. Горизонтальные расстояния от места взрыва до внутренней r_1 и внешней r_2 границ зоны аномальной слышимости очень сильно (на многие десятки километров) зависят от времени года, метеоусловий в стратосфере и т. д. [2]. Летом характерные значения $r_{1,2}$ по порядку величины составляют $r_1 \approx 200$ км, $r_2 \approx 270$ км.

Первоначально предлагались различные объяснения аномального распространения звука, которые приводятся, например, в [4]. К 1920–1930 гг. практически общепринятым объяснением аномального распространения звука стало предположение о возрастании температуры в стратосфере и, как следствие этого, поворот звуковых лучей из-за рефракции. Траекторию звукового луча в атмосфере можно определить из закона Снеллиуса $c(z)/\cos \theta(z) = \text{const}$. Здесь z — высота над поверхностью земли, θ — угол скольжения между направлением распространения луча и горизонтом, c — скорость звука, связанная с температурой T соотношением $c^2 = \gamma R_n T$, где $\gamma \approx 1,4$ — отношение удельных теплоемкостей, R_n — газовая постоянная для воздуха. Из закона Снеллиуса следует, что необходимым условием существования на высоте z_n точки поворота и, следовательно, аномального распространения звука является выполнение неравенства $c(z_n) > c_0 = c(0)$.

На рефракцию звука в атмосфере существенное влияние оказывает также стратификация ветра $V(z)$. Однако аномальное распространение звука нельзя объяснить [2, 4, 6, 7] только ветрами в верхней атмосфере, поскольку аномальные зоны слышимости часто имеют форму, близкую к кольцевой. Кроме того, аномальное распространение звука наблюдаются и при отсутствии значительных ветров в верхней атмосфере [8].

Вплоть до второй мировой войны изучению аномального распространения звука придавалось большое значение, в соответствии с чем во многих европейских странах были проведены сотни мощных взрывов. Такой интерес к аномальному распространению звука объяснялся тем, что по

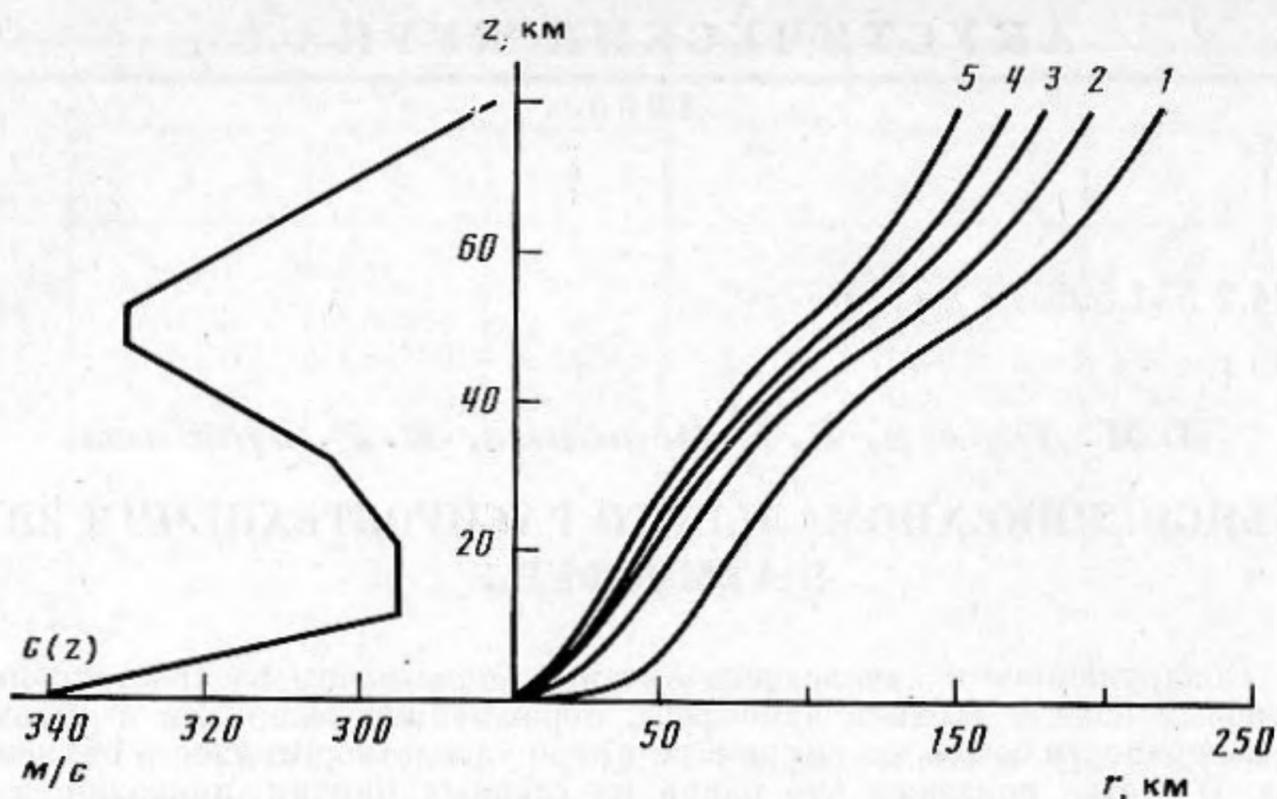


Рис. 1. Вертикальный профиль скорости звука в модели стандартной атмосферы [9] и траектории звуковых лучей, соответствующие разным углам θ и рассчитанные без учета нелинейной рефракции 1 — 0° ; 2 — 4; 3 — 8; 4 — 12; 5 — 16°

измеренному времени распространения звука и углу прихода волны на землю пытались восстанавливать вертикальные профили температуры на высотах свыше 20 км, которые в то время не были доступны для исследований. Восстановленные таким методом профили $T(z)$ показывали на значительное превышение температуры на высотах свыше 40 км над температурой вблизи поверхности земли (см., например, [2, 4]).

После второй мировой войны интерес к аномальному распространению звука в значительной мере уменьшился, что обуславливалось началом использования ракет и шаров-зондов при изучении верхней атмосферы. В настоящее время вертикальные профили скорости звука $c(z)$ в атмосфере хорошо изучены. На рис. 1 изображен профиль $c(z)$, принятый в модели стандартной атмосферы [9]. Для этого профиля $c(z)$ приведены траектории звуковых лучей, выходящих из расположенного на поверхности земли источника под разными углами скольжения $\theta_0 = \theta(0)$ к горизонту. Из рис. 1 следует, что на высотах 40–45 км скорость звука $c(z) < c_0$, поэтому звуковые лучи не имеют на этих высотах точек поворота.

Таким образом, объяснить аномальное распространение звука только стратификацией $c(z)$ и (или) $V(z)$ не удастся. Поэтому, насколько нам известно, в литературе не существует удовлетворительного объяснения явления аномального распространения звука. Цель настоящей работы — объяснить аномальное распространение звука нелинейной рефракцией лучей в стратосфере, где имеется локальный максимум скорости звука, а плотность атмосферы $\rho(z)$ экспоненциально уменьшается с высотой. Траекторию распространения слабой ударной волны можно определить из закона Снеллиуса, если в этом законе $c(z)$ заменить на скорость распространения ударной волны $u(z)$, которая превосходит скорость звука $c(z)$ (см. ниже). На высотах 40–45 км достаточно небольшого увеличения $u(z)$ по сравнению с $c(z)$ для того, чтобы выполнялось неравенство $u > c_0$. При выполнении этого неравенства звуковые лучи, выходящие от места взрыва под углами скольжения $\theta_0 \leq \arccos(c_0/u)$, на высотах 40–45 км имеют точку поворота и вновь возвращаются к поверхности земли, что и обуславливает аномальное распространение звука.

Следует отметить, что ранее предпринимались попытки качественно объяснить аномальное распространение звука нелинейными эффектами (см., например, [2, 4, 5, 10]). Однако нелинейная рефракция звука, основные положения которой были сформулированы в 1960–1970 гг., в этих работах рассматриваться не могла. Нелинейная рефракция звуковых лучей в изотермической атмосфере изучалась в недавно опубликованных работах [11, 12].

Итак, пусть взрывной источник расположен в точке $r=0$, $z=0$. Задача заключается в нахождении траекторий лучей, выходящих из этого источника, для реальной стратификации $c(z)$, $\rho(z)$ и при учете нелинейной рефракции. В соответствии с законом Снеллиуса $u(z)/\cos \theta(z) = \text{const}$ траектория распространения ударной волны $r=r(z, \theta_0)$ определяется уравнением

$$r = \int_0^z \frac{u(z') \cos \theta_0 dz'}{[c_0^2 - u^2(z') \cos^2 \theta_0]^{1/2}}. \quad (1)$$

Ударная волна от источника вначале проходит через практически однородный слой атмосферы. При этом все точки фронта ударной волны имеют примерно одинаковую скорость. Поэтому при $z < z_1$, где z_1 меньше или порядка высоты однородной атмосферы, нелинейной рефракцией можно пренебречь. При численных расчетах значение z_1 полагалось равным 7 км. (Отметим, что размер и положение зоны аномальной слышимости практически не изменяются при изменении z_1 от 2 до 8 км.)

При $z > z_1$ атмосферное давление существенно меньше своего приземного значения. Поэтому в стратосфере необходимо учитывать саморефракцию ударной волны. Скорость распространения u слабой ударной волны зависит от ее амплитуды и определяется следующим выражением (см., например, [13]):

$$u(z) = c(z) \left\{ 1 + \frac{\varepsilon M}{2} F \left[\frac{c_1^3 S_1 \rho_1}{c^3(z) S(z) \rho(z)} \right]^{1/2} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon = (\gamma + 1)/2 \approx 1, 2$, M — число Маха на фронте ударной волны, заданное на расстоянии $R_1 = (r_1^2 + z_1^2)^{1/2}$ от источника ($r_1 = r(z_1, \theta_0)$ определяется из (1)), $S(z)$ — площадь поперечного сечения лучевой трубки, $\rho_1 = \rho(z_1)$, $c_1 = c(z_1)$, $S_1 = S(z_1)$, функция F описывает диссипацию на фронте ударной волны и определяется выражением

$$F = \left\{ 1 + \frac{\varepsilon M}{\lambda} \Phi(z, \theta_0) \right\}^{-1/2}, \quad (3)$$

где λ — характерная длина ударной волны, а функция Φ зависит от формы профиля ударной волны. Для волны, имеющей форму ступеньки, $\Phi = 0$ и, следовательно, $F = 1$. Профиль распространяющейся в стратосфере слабой ударной волны адекватнее аппроксимировать профилем треугольной формы. Для такой ударной волны функция Φ определяется выражением [13]

$$\Phi = \int_{l_1}^l \left\{ \frac{S_1 \rho_1 c_1^5}{S \rho c^5} \right\}^{1/2} dl, \quad (4)$$

где l — длина луча, $l_1 = l(z_1)$. Переходя в (4) от интегрирования вдоль луча к интегрированию по вертикальной оси z , получим

$$\Phi = \int_{z_1}^z \left\{ \frac{S_1 \rho_1 c_1^5 / S \rho c^5}{1 - (u^2/c_0^2) \cos^2 \theta_0} \right\}^{1/2} dz. \quad (5)$$

Формулы (1) — (3), (5) определяют траектории лучей для профиля ударной волны треугольной формы. Они содержат два начальных параметра: число Маха M и длину импульса λ . Для ударной волны, возбуждаемой взрывом, оба параметра определяются одной величиной — весом заряда Q . Для оценки зависимости M и λ от Q воспользуемся эмпирическими формулами [14]

$$M \approx 4,4 \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^{1,4}; \quad \lambda \approx 0,28 Q^{1/3} R^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь Q — вес заряда в кг, R — расстояние в м. Расстояние от источника R_0 , на котором определяются величины $M(R_0)$ и $\lambda(R_0)$, должно быть доста-

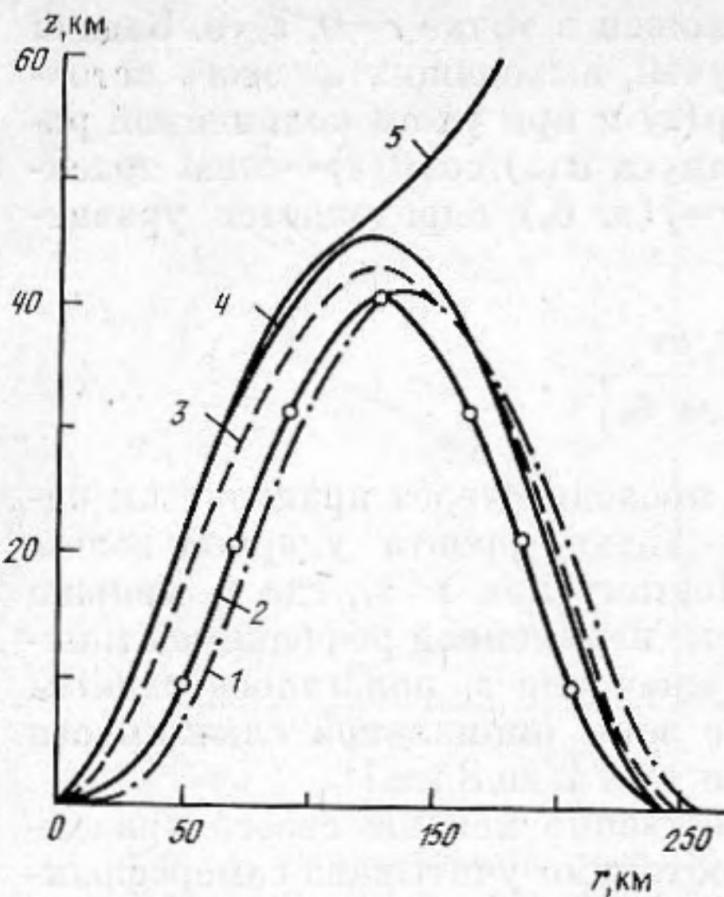


Рис. 2

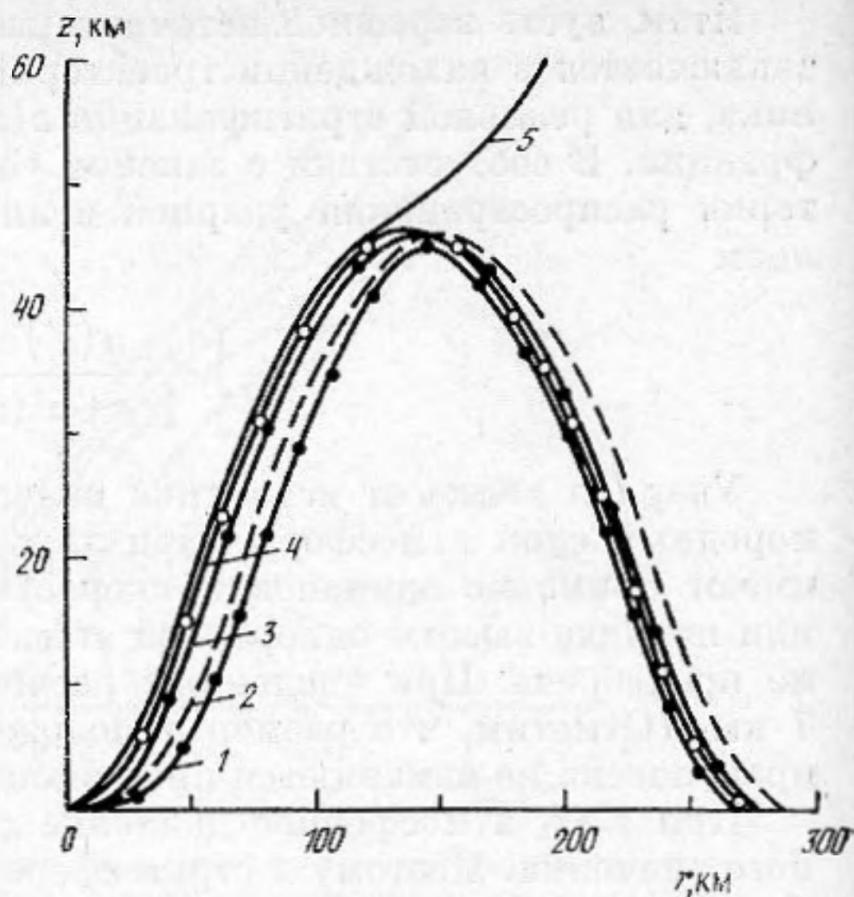


Рис. 3

Рис. 2. Траектории звуковых лучей, соответствующие разным углам θ_0 и рассчитанные при учете нелинейной рефракции. Вес заряда 25 кт 1 — 0° ; 2 — 1° ; 3 — 5° ; 4 — 10° ; 5 — 11° .

Рис. 3. Траектории звуковых лучей, соответствующие разным углам θ_0 и рассчитанные при учете нелинейной рефракции. Вес заряда 5 кт 1 — 0° ; 2 — 1° ; 3 — 2° ; 4 — 4° ; 5 — 5° .

точно велико, так чтобы $M(R_0) \ll 1$, но существенно меньше масштаба неоднородности среды. Для численных расчетов выбиралась величина $R_0 = 2$ км.

Расчеты траекторий звуковых лучей проводились по следующей схеме. Вертикальные профили $c(z)$ и $\rho(z)$, входящие в формулы (1)–(3), (5), выбирались в соответствии с моделью стандартной атмосферы. Далее задавался вес заряда Q и по формуле (6) вычислялись значения M и λ на расстоянии $R_0 = 2$ км от источника. До высоты z_1 траектории звуковых лучей и площади сечений лучевых трубок $S(z)$ определялись без учета нелинейной рефракции¹. Используя полученные значения $S(z)$ и зная $M(R_0)$, $\lambda(R_0)$, величины M и λ вычислялись на уровне $z = z_1$. При $z > z_1$ траектории звуковых лучей $r(z, \theta_0)$ определялись из системы уравнений (1)–(3), (5), которая учитывает нелинейную рефракцию. (Поскольку $S(z)$ и, следовательно, $u(z)$ зависят от $r(z, \theta_0)$, то (1)–(3), (5) является системой уравнений относительно $r(z, \theta_0)$.) При численном решении системы уравнений (1)–(3), (5) использовалась следующая итерационная процедура. Сначала в (1) и (5) полагалось $u = c$ и вычислялись $r(z, \theta_0)$, $S(z)$, $\Phi(z)$. Затем по формуле (2) определялось $u(z)$. Для вычисленного так $u(z)$ вновь определялись $r(z, \theta_0)$, $S(z)$, $\Phi(z)$ и т. д. Численные расчеты показывают быструю сходимость итераций. При вычислениях с высокой точностью можно ограничиться тремя-четырьмя итерациями. Отметим, что при варьировании параметров R_0 и z_1 траектории лучей практически не изменяются.

Перейдем к рассмотрению результатов численных расчетов. На рис. 2 приведены лучевые траектории для источника весом 25 кт. Звуковые лучи с начальными углами скольжения $\theta_0 \leq 10^\circ$ имеют точку поворота на высотах 40–45 км. Расстояния до внутренней и внешней r_2 границ зоны аномальной слышимости соответственно равны 240 и 270 км.

Траектории звуковых лучей при $Q = 5$ кт изображены на рис. 3, откуда следует, что точка поворота существует для лучей с $\theta_0 \leq 4^\circ$, высота точки поворота порядка 45 км, зона аномальной слышимости простирается от

¹ Если учитывать нелинейную рефракцию, начиная с расстояния R_0 от источника, то возникают «вычислительные» трудности при определении траекторий лучей с малыми углами θ_0 .

270 до 290 км. Из сравнения рис. 2 и 3 следует, что чем меньше Q , тем меньше значение начальных углов скольжения θ_0 звуковых лучей, которые имеют точку поворота. Эта закономерность имеет пороговый характер: при $Q < Q_n = 1,8$ кт звуковые лучи на высотах 40–45 км точек поворота не имеют, так что аномальное распространение звука не возникает.

Пороговый (по отношению к Q) характер явления аномального распространения звука установлен экспериментально. В то же время из экспериментов следует, что круговые зоны аномальной слышимости могут возникать и при зарядах весом в десятки и сотни тонн. Полученное в статье достаточно большое значение $Q_n = 1,8$ кт можно объяснить тем, что для принятой при расчетах модели стандартной атмосферы величина $\Delta c = c_0 - c_m = 10$ м/с, где c_m — максимальное значение скорости звука на высотах 40–50 км. Очевидно, что при меньших значениях Δc величина Q_n также будет меньше.

Таким образом, из проведенных в статье вычислений следует, что главными причинами аномального распространения звука являются нелинейная рефракция слабой ударной волны в стратосфере и вертикальное распределение температуры T с высотой. Уменьшение T с высотой в тропосфере обуславливает отклонение звукового луча от поверхности земли и приводит к образованию зоны молчания. Возрастание же T с высотой в озоновом слое ($20 \text{ км} < z < 45 \text{ км}$) и нелинейная рефракция звукового луча приводят к возникновению на высотах $z \sim 40\text{--}45$ км точки поворота и образованию зоны аномальной слышимости. Проведенные в статье численные расчеты показали, что высоты z_n точек поворота ударных волн и расстояния до внутренней r_1 и внешней r_2 границ зоны аномальной слышимости по порядку величины согласуются с экспериментальными данными. С экспериментальными данными согласуется также слабая зависимость величин z_n , r_1 , r_2 от массы заряда.

В заключение сделаем одно замечание. В проведенных в статье вычислениях скорость ветра V предполагалась равной нулю. При $V = 0$ зоны аномальной слышимости являются кольцевыми. Стратификация скорости ветра приводит к деформации (иногда очень значительной) зон аномальной слышимости, к изменению времени распространения звука вдоль луча и т. д. При не очень мощных взрывах, когда нелинейная рефракция несущественна, стратификация $T(z)$ и $V(z)$ может приводить к образованию зоны аномальной слышимости с подветренной стороны от источника. При $V(z) \neq 0$ траекторию распределения слабой ударной волны можно приближенно определить из уравнения (1), если в этом уравнении $u(z)$ заменить на $u(z) + v_n(z)$, где v_n — проекция скорости ветра на направление от источника к приемнику (см. [15]). Примеры зон аномальной слышимости при $V(z) \neq 0$ в статье не приводятся, поскольку главным было выяснение роли нелинейной рефракции в объяснении аномального распространения звука.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borne G. Über die Verbreitung der durch die Dynamitexplosion zu Förde in Westfalen verursachten Schallphänomene // *Erdebebenwarte*. 1904. V. 4. P. 1.
2. Дуккерт П. Распространение волн взрывов в атмосфере. М.: Гостехтеоретиздат, 1934. 72 с.
3. Чибисов С. В. О времени пробега звукового луча в атмосфере // *Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз.* 1940. С. 33–118, 519–520.
4. Оболенский В. Н. Метеорология. Часть II. М.—Л.: Гидрометеорология, 1939. С. 214–229.
5. Сугава Т. Аномальное распространение звуковых волн, сопровождающих извержение вулкана Асама // *Идо кансукодзе ихо*. 1981. № 20. С. 21–31.
6. Гемфрис В. Физика воздуха. М.—Л.: НТИ, 1936. 515 с.
7. Осташев В. Е. Теория распространения звука в неоднородной движущейся среде. Обзор // *Изв. АН СССР. ФАО*. 1985. Т. 21. № 4. С. 358–373.
8. Митра С. К. Верхняя атмосфера/Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. 638 с.
9. Атмосфера стандартная: параметры. М.: Изд-во стандартов, 1981. 197 с.
10. Арабаджи В. И. Об аномальных зонах слышимости // *Метеорология и гидрология*. 1946. № 5. С. 21–31.
11. Фридман В. Е. Нелинейная рефракция акустических импульсов в изотермической атмосфере // *Акуст. журн.* 1985. Т. 31. № 4. С. 571–572.

12. Лернер А. М., Фридман В. Е. Рефракция слабых ударных волн в верхних слоях земной атмосферы // Тез. докл. IX Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. Тбилиси.: 1985. Т. 2. С. 363–365.
13. Engelbrecht J. K., Fridman V. E., Pelinovski E. N. Nonlinear evolution equations. // Longman Sci. Tech. England. 1988. P. 122.
14. Смолий Н. И., Цейтлин Я. И. Экспериментальное исследование слабых ударных воздушных волн при взрывах наружных зарядов // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 6. С. 919–923.
15. Осташев В. Е. Геометрическая акустика движущейся среды. Обзор // Изв. АН СССР. ФАО. 1989. Т. 25. № 9. С. 899–916.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Институт физики атмосферы
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28.03.89

A. M. Lerner, V. E. Fridman, V. E. Ostashev

ON EXPLANATION OF THE ANOMALOUS SOUND PROPAGATION IN THE ATMOSPHERE

An effect of the anomalous sound propagation from a powerfull ground-based source is explained. The essence of the effect is in the fact that sonic rays return to the earth surface and sonicate it in a zone of a supposing acoustic shadow. It has been stated that the main cause of the anomalous audibility is the nonlinear refraction of a weak shock wave in the stratosphere. The numerical results in comparison with the observation data are cited.